

Соколенко Б.В., Шостка Н.В., Исмаилов И.А.,
Полетаев Д.А., Халилов С.И.

ОПТИЧЕСКИЙ ЗАХВАТ И МАНИПУЛИРОВАНИЕ БИОЛОГИЧЕСКИМИ МИКРОЧАСТИЦАМИ С ЦИФРОВЫМ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ ВИЗИРОВАНИЕМ

Аннотация. В данной работе проанализированы возможности бесконтактного удержания частиц микронного размера с использованием оптических ловушек, сформированных в пространственно-структурированном пучке. Генерация полей захвата обеспечивается посредством интерференции лазерных пучков с управляемыми параметрами, включая углы наклона, перетяжку, состояние поляризации и количество пучков. Визирование и отслеживание положения захваченных микрообъектов в трехмерном пространстве реализовано с помощью осевой безлинзовой цифровой голографической микроскопии с последующей компьютерной обработкой интерферограмм в режиме реального времени.

Ключевые слова: оптический захват, «бутылочные» пучки, цифровая голографическая микроскопия.

Abstract. In this paper, the possibilities of noncontact trapping of micron-sized particles using optical traps formed with spatially structured beam are assessed. Capturing fields are generated by interference of laser beams with controllable parameters, including tilt angles, beam waist, polarization states and a number of superposed beams. Visualization and tracking the position of trapped micro-objects in three-dimensional space is realized using axial lensless digital holographic microscopy with real-time computer processing of interferograms.

Keywords: optical trapping, “bottle” beams, digital holographic microscopy.

Введение

Оптический захват и бесконтактное управление положением микрочастиц в пространстве играет важную роль в современных научных исследованиях как в industriально-технической, так и медико-биологической сферах. Выбор метода формирования световых пучков, содержащих массивы двух- и трёхмерных оптических ловушек определяется характером захватываемых объектов. Основное различие для, например, прозрачных тел состоит в отношении усредненного показателя преломления вещества частицы к показателю преломления среды, окружающей ее. Для случая, когда оптическая плотность частицы больше, чем у окружающей среды, например, жидкости или газа, захват производится в максимум интенсивности пучка, остро сфокусированного объективом с большой числовой апертурой, под воздействием градиентных сил и сил рассеяния [1,2]. Наиболее востребован сегодня для создания массива

ловушек на основе градиентных сил метод голографического воспроизведения на пространственных световых модуляторах (SLM) [3-5]. Основываясь на этом подходе, можно разделить один падающий когерентный пучок на несколько независимых пучков, используя дифракционные оптические элементы, структурная организация которых может быть динамической и статичной. Управление положением захваченных частиц пучков в динамической ловушке осуществляется благодаря проецированию на SLM или динамические микрозеркальные устройства (DMD) определенной дифракционной решетки, задающей отклонение пучков в ловушке. Отдельного внимания заслуживают стационарные способы управления положением частиц, такие как дифракционные решётки и амплитудные маски [3], применение которых обусловлено продолжительной стабильностью захвата, в том числе большого числа частиц (до нескольких десятков и сотен). Специфическое решение задачи создания динамических оптических ловушек было реализовано путем последовательного сканирования заданного числа положений лазерным лучом, отражающимся от зеркал гальвано-сканера, и формирования усреднённой по времени пространственной структуры света оптических пинцетов [1,6]. Для достижения устойчивого захвата частиц важно, чтобы градиент интенсивности в зоне фокусировки микро-объективом был максимальным, для этого исходный пучок, должен иметь достаточно большой диаметр, соразмерный со световым диаметром объектива.

Захват частиц, оптическая плотность которых меньше, чем у окружающей ее среды, как и в случае, если их поверхность является сильно поглощающей, а само тело – непрозрачным в рабочем диапазоне длин волн, производится в минимум интенсивности. Данный вид взаимодействия оптического излучения и вещества обеспечивается благодаря силам фотофорезиса, а пучки, предназначенные для захвата частиц вышеуказанного типа, должны иметь локальные минимумы интенсивности, симметрично окруженные яркими участками, например, кольцом света. В оптике такие пучки формируются за счет наличия фазовой неоднородности волнового фронта, называемой оптическим вихрем, а сами пучки получили название сингулярных [7,8]. Одиночные ловушки на основе таких пучков позволяют захватывать поглощающие частицы, а также объекты с полностью отражающей поверхностью.

Использование жидкокристаллических матриц SLM и дифракционных оптических элементов (DOE) для генерации некоторого количества таких пучков позволяет динамически реконфигурировать структуру массива для манипулирования захваченными объектами в режиме реального времени [9–11], однако данные методы не позволяют реализовать полноценный трехмерный

захват частиц. Формирование ограниченной области оптической ловушки без световой энергии, симметрично окружённой максимумами интенсивности во всех трех направлениях, является актуальной задачей.

Данная статья организована следующим образом: в первой части нами описываются два основных метода формирования пространственных ловушек с помощью суперпозиции волновых полей. Первый метод использует поляризационную фильтрацию выходного векторного пучка после одноосного кристалла, а второй – суперпозицию нескольких лазерных пучков Гаусса, созданную с помощью амплитудного экрана. Во второй части демонстрируется возможность интегрированного бесконтактного захвата и визуализации биологических микрообъектов на основе осевой цифровой голографической микроскопии.

Материалы и методы исследования

Когерентные пучки, пространственное распределение интенсивности которых в поперечном и продольном сечении содержит чередующиеся максимумы и минимум, получили название «бутылочных» пучков [12-16]. Основой для формирования данной структуры является сингулярный пучок с минимумом интенсивности на оси пучка, окруженной ярким кольцом.

Один из способов создания пространственной структуры «бутылочного» пучка на практике основан на суперпозиции двух параксиальных гауссовых пучков с ортогональными поляризациями после двулучепреломляющего кристалла [12, 13]. В результате распространения сфокусированного гауссова пучка с круговой поляризацией через кристалл вдоль его оптической оси, результирующее поле является результатом сложения обыкновенной и необыкновенной волн, имеющих разные радиусы кривизны волнового фронта и равную интенсивность. При последующей фокусировке пучка, вышедшего из кристалла, в окрестности Фурье плоскости линзы на оси пучка образуются два максимума интенсивности: первый максимум соответствует фокусу обыкновенного пучка, а второй – фокусу необыкновенного пучка. Сложное пространственное распределение напряженности электромагнитного поля между фокусами [14] имеет вид известного «бутылочного» пучка с минимумом интенсивности на оси, равномерно окруженной областью в виде яркого кольца [15–17].

Поскольку результирующее поле имеет неоднородную векторную структуру в поперечном сечении, управление распределением интенсивности «бутылочного» пучка можно осуществлять с помощью поляризатора и четвертьволновой пластинки, что позволяет переключать ловушку из

«открытого» в «закрытое» состояние, как показано на рисунке 1 (а) и (б) соответственно [18]. Дополнительным элементом управления формой «бутылочной» оптической ловушки является изменение угла наклона между осью пучка и оптической осью кристалла, что приводит к существенному преобразованию пространственного распределения поляризации результирующего поля и, как следствие, его интенсивности. В нашем предыдущем исследовании [14] мы проанализировали динамику расстояния между фокусами в зависимости от угла наклона α , в результате чего было показано, что, если угол наклона превышает 3,0 градуса, осесимметричная картина полностью разрушается, а захват возможен при углах наклона, меньше данного значения.

Произвольное смещение захваченной «бутылочным» пучком поглощающей частицы приводит к нагреву той её части, которая приводится в контакт с максимумом интенсивности. Результирующий перепад давления со стороны окружающей среды на область частицы, ближайшую к центру пучка и не подвергающуюся нагреву, и на более нагретой периферии возвращает частицу в положение устойчивого равновесия на оси «бутылочного» пучка. Применение системы линз с переменным фокусным расстоянием позволяет управлять положением области захвата в локализованном минимуме интенсивности, что обеспечивает полноценное трехмерное позиционирование захваченного микрообъекта. Характерным ограничением для оптических ловушек данного типа является сравнительно небольшое число независимых пучков, обеспечивающих захват отдельных частиц. В случае необходимости одновременного захвата и удержания микрочастиц в заданной плоскости продолжительное время, например, в системах «лаборатория-на-чипе», данный тип ловушек становится малоэффективным ввиду значительных потерь оптической мощности излучения на поляризационных элементах.

В основе нового подхода решения задачи увеличения числа одновременно действующих оптических ловушек посредством генерации квазипериодической структуры в поле пучка, обладающей всеми преимуществами «бутылочных» пучков, нами положен принцип интерференции нескольких когерентных лазерных пучков. Прежде было показано, что двухмерные световые квазипериодические структуры могут создаваться интерференцией трёх гауссовых пучков, сходящихся под разными углами. До того, как пространственные манипуляторы света получили широкое распространение, использование одно- и двумерных дифракционных решёток и интерферометров с независимыми пучками являлось самым простым способом создания квазипериодической сетки оптических ячеек [17, 18]. Поля, полученные в

результате суперпозиции гауссовых пучков, использовались ранее исключительно для захвата частиц диоксида кремния сферической формы в максимумах интенсивности. В результате были созданы оптические пинцеты для захвата ансамбля микрочастиц в определённой плоскости [19, 20]. Реализация пространственного захвата и управляемых манипуляций с массивом частиц, поглощающих световую энергию или с показателем преломления, меньшим, чем показатель преломления среды, в настоящий момент полностью не решена. Разработанный метод генерации пространственно-структурированных квазипериодических полей с использованием интерференции четырёх и пяти гауссовых пучков позволил создать необходимые условия для формирования участков поля с «бутылочной» структурой [21–23], а особенности управления такими ловушками являются предметом настоящего исследования.

Рассмотрим распространение монохроматического наклонного гауссового пучка с длиной волны λ под некоторым малым углом α к оси распространения z , как показано на рисунке 1 (в). также мы ограничимся параксиальным приближением, в следствие чего получим: $\sin \alpha \ll 1$, при этом $\cos \alpha \approx 1 - \alpha^2 / 2$. Введем преобразование координат наклонного пучка в плоскости xOz вида: $x' = x + i\alpha z_0$, а в плоскости yOz : $y' = y + i\alpha_0 z_0$, где $z_0 = k_0 \omega_0^2 / 2$, ω_0 – радиус перетяжки пучка Гаусса и (x, y) – координаты пучка в плоскости $z = 0$.

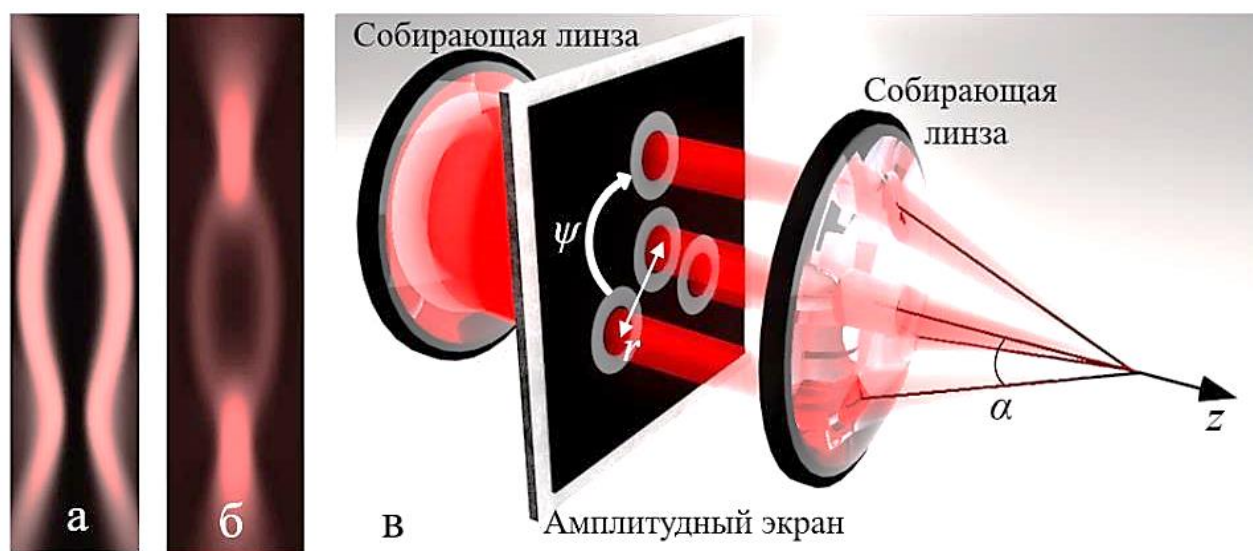


Рисунок 1 – Распределение интенсивности «бутылочного» пучка в продольном направлении оси z «открытого» (а) и «закрытого» (б) состояний; схематическое представление метода генерации «бутылочной» структуры (в)

Дополним преобразование поворота: пусть ψ – угол прецессии пучка вокруг оси z , и смещение оси произвольного пучка в поперечной плоскости $z = 0$

на величину r , таким образом вид преобразования наклона и поворота координат пучка запишется в виде: $\tilde{x} = (x + i\alpha z_0) \cos(\psi) + (y + r) \sin(\psi)$, $\tilde{y} = (i\alpha z - x + r) \sin(\psi) + y \cos(\psi)$.

Опишем гауссов пучок комплексной амплитудой вида:

$$\tilde{E}_{i,j}(\tilde{x}, \tilde{y}, z) = \frac{1}{1 - iz/z_0} \exp \left[-\frac{(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{\omega_0^2 (1 - iz/z_0)} \right] \exp(-\alpha^2 k z_0), \quad (1)$$

По определению, распределение интенсивности поля интерферирующих волн вида $E = \tilde{E}(x, y, z) \exp(-ikz + i\varphi)$ описывается выражением:

$$I(X, Y, z) = \sum_{i=1}^N |E_i|^2 + \sum_{i \neq j}^N E_i E_j, \quad (2)$$

что представляет собой сумму квадратов амплитуд и интерференционные члены пар пучков с индексами i, j , которые в нашем случае меняются от 1 до, где N – число пучков, амплитуда каждого из которых представлена выражением (1) и, в частном случае, может быть равной для всех пучков. Таким образом, геометрическая пространственная структура интерференционного поля будет описываться соответствующим набором параметров ψ , r и α отдельного пучка.

Результат численного моделирования процесса интерференции четырех гауссовых пучков, ориентированных под равными углами α к центральному пучку, распространяющемуся без наклона, представлен на рисунке 2 (г – и).

Состояние поляризации каждого из парциальных пучков для удобства будем считать линейной или циркулярной. Направление поворота вектора электрической напряженности при расчетах описывается выражением $E_{\pm} = E_x \mp iE_y$, где знак указывает на направление поворота: левое (+) и правое (–). Как показано на рисунке 2, изменение параметров отдельных пучков вдет к преобразованию результирующей интерференционной картины, что отражается на размере и положении минимумов интенсивности в пространстве.

Как следует из рисунка 1 (в), для получения картины суперпозиции четырех пучков, мы воспользовались амплитудным экраном с отверстиями разного диаметра, совокупность которых освещена предварительно расширенным пучком лазерного источника. Выбор фокусного расстояния линзы, расположенной за амплитудным экраном, позволяет обеспечить формирование пространственно-структурированных пучков в заданной области. Переключение состояния одновременно всех ловушек в пучке обеспечивается наличием центрального пучка, распространяющегося строго вдоль оси оптической системы. Ловушки становятся «открытыми» при перекрытии центрального пучка и наоборот: «закрытие» ловушки обеспечивается его вкладом в интерференционную картину.

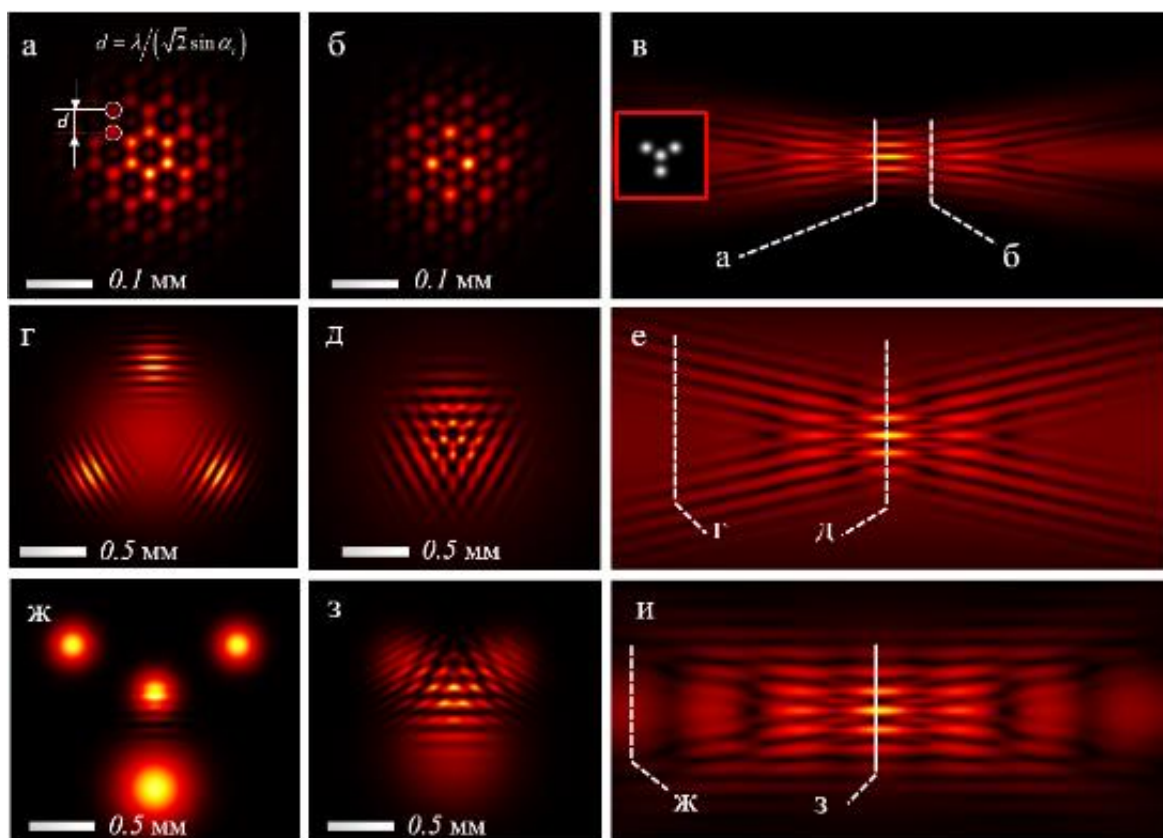


Рисунок 1 – Численно рассчитанные распределения интенсивности суперпозиции четырех пучков с равными углами наклона $\alpha = 3^\circ$ (а–и); различными радиусами перетяжки центрального (г–д) и периферического пучка (ж–и). Поперечные срезы взяты в указанных на фрагментах (в, е, и) плоскостях. Перетяжки пучков в плоскости $z = 0$ составляют 300 мкм и 500 мкм соответственно

Экспериментальное исследование процесса захвата проводилось с использованием полупроводникового лазерного источника мощностью оптического излучения 120 мВт на длине волны 535 нм. В качестве объектов, подверженных захвату, были взяты фрагменты морских диатомовых водорослей, линейные размеры данных биообъектов составляют 7-15 мкм, в видимом диапазоне света имеют высокое поглощение, в этой связи захват данных частиц осуществляется в минимум интенсивности оптической ловушки. Результат экспериментального захвата показан на рисунке 3 (а – г): для наблюдения положения частицы непосредственно в кювете и с помощью цифровой камеры с КМОП-структурой, область захвата дополнительно подсвечивалась красным, с длиной волны 650 нм, источником лазерного излучения мощностью 5 мВт. Вращением амплитудного экрана с заданным шагом и скоростью добивались одновременного поворота всех устойчиво захваченных частиц в ловушке. Дальнейшая визуализация и контроль

положения отдельных микрочастиц обеспечивался посредством осевой цифровой голографической микроскопией.

По своей природе, любая захваченная микрочастица является амплитудно-фазовым объектом, фазовые свойства которого определяются показателем преломления вещества, из которого она состоит. Использование цифровой голографической микроскопии в качестве инструмента, чувствительного к пространственным изменениям показателя преломления, делает его мощным решением для задачи визуализации микрообъектов. Цифровая голографическая микроскопия основана на интерференции двух когерентных или частично-когерентных световых пучков с разностью фаз [24]. Когерентные пучки в данном случае генерируются одним источником и разделяются делительной призмой [25, 26]. В схеме осевой цифровой голографии, применяемой в данном исследовании, точечный источник света используется для освещения образца, при этом суперпозиция волн, рассеянной микрочастицей и расходящейся опорной волны, которая проходит в свободном пространстве без дифракции, возникает на датчике камеры как это показано на рисунке 3 (д). Амплитуда поля полученной суперпозиций объектного и опорного пучков записывается в виде массива значений яркости в каждой точке для дальнейшей численной реконструкции. Полученная голограмма содержит информацию обо всей глубине поля захваченной области, и после реконструкции, амплитудные и фазовые компоненты доступны для анализа.

Для получения процесса записи цифровой голограммы исследуемого образца, в нашем случае – кювета с фрагментами морских диатомовых водорослей, плоскость визуализации объема жидкости располагается на расстоянии d от КМОП-камеры. Для извлечения данных о форме образца из объектной волны в цифровой голографии используется численный расчёт распространения оптического поля от плоскости голограммы к плоскости изображения.

Численное восстановление записанной в цифровом виде голограммы выполняется в соответствии со скалярной теорией дифракции в приближении Френеля для дифракционного интеграла Рэлея-Зоммерфельда. В нашем исследовании мы выбрали приближение углового спектра для восстановления голограммы в качестве метода, который не имеет ограничений по расстояниям z от образца до плоскости изображения, а также размер каждого пикселя восстановленного изображения соответствует размеру пикселя исходной голограммы [27]. ,

Поле $E(\xi, \eta)$ в плоскости голограммы ($z = 0$), имеет угловой спектр, определяемый посредством преобразования Фурье:

$$A(k_x, k_y) = F[E(\xi, \eta)] = \frac{1}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} d\eta d\xi E(\xi, \eta) \exp[-i(k_x \eta + k_y \xi)], \quad (3)$$

где волновой вектор $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $k_x = k \frac{x}{z}$, $k_y = k \frac{y}{z}$, $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$.

После распространения на расстояние z до плоскости изображения (x, y) , дифрагирующая волна приобретает дополнительную фазу $\exp(ik_z z)$ поэтому мы получаем амплитуду волны в плоскости (x, y) на расстоянии z :

$$E(x, y)_z = \frac{1}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x dk_y A(k_x, k_y) \exp[i(k_x x + k_y y + \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z)]. \quad (4)$$

Теперь мы можем переписать уравнение (4) как двойное преобразование Фурье поля объекта $E(\xi, \eta)$:

$$E(x, y)_z = F^{-1} \left\{ F[E(\eta, \xi)] \times \exp(i \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z) \right\}, \quad (5)$$

где $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$. В уравнениях (4) и (5) мы предполагали, что k_z является действительным, поэтому условие $k^2 \geq k_x^2 + k_y^2$ должно быть выполнено.

Интенсивность $I(x, y; z)$ и фазу $\varphi(x, y; z)$ восстановленных изображений можно получить из комплексной функции, описывающей напряженность поля $E(x, y)_z$ на расстоянии z с использованием следующих соотношений:

$$I(x, y; z) = |E(x, y)_z|^2, \quad (6)$$

$$\varphi(x, y; z) = \arctg \left\{ \frac{\text{Im}[E(x, y)_z]}{\text{Re}[E(x, y)_z]} \right\} = \arg[E(x, y)_z]. \quad (7)$$

Значения фазы $\varphi(x, y; z)$, полученные по уравнению (7), соответствуют модулю 2π . Любой из известных алгоритмов извлечения фазы может применяться для восстановления изображения и значений фазы, но мы ограничиваемся только описанием интенсивности поля $I(x, y; z)$.

Результаты и обсуждение

На рисунке 3 (а – г) показан экспериментальный процесс захвата микрочастиц морской биоты. Квазипериодическая структурированная ловушка была получена путём интерференции четырёх описанных выше гауссовых пучков. В качестве биологических объектов захвата использовались морские диатомовые водоросли. Частицы были захвачены в одной плоскости и подсвечены сверху. Последовательность изображений (а – г) соответствует различным углам ориентации частиц, управляемых вращением амплитудного экрана.

Схематическое изображение установки цифровой голографической микроскопии для более детальной проработки изображения захваченных частиц в пространстве кюветы представлено на рисунке 3 (д). Цифровое голографическое визирование построено по осевой схеме безлинзовой записи голограмм, включающих: когерентный источник света (диодный лазер 532 нм) сфокусирован на 25-миллиметровое отверстие диафрагмы. Возникающая расходящаяся сферическая волна освещает объект – кювету с образцом. Интерференционная картина в виде голограммы записывается на экране КМОП-камеры. Конус зелёного цвета с пунктирными линиями соответствует контрольной недифрагированной волне, а конус синего цвета – волна, рассеянная на микрочастице. Слой резко изображаемого пространства внутри кюветы расположен на расстоянии d от точечного отверстия и расстоянии z от образца до КМОП-матрицы, которой формируется изображение в градациях серого, используемое для дальнейших расчётов с помощью разработанного программного обеспечения, реализующего описанный ранее расчет дифракции. Увеличение в реконструированном изображении имело значение не менее $20\times$.

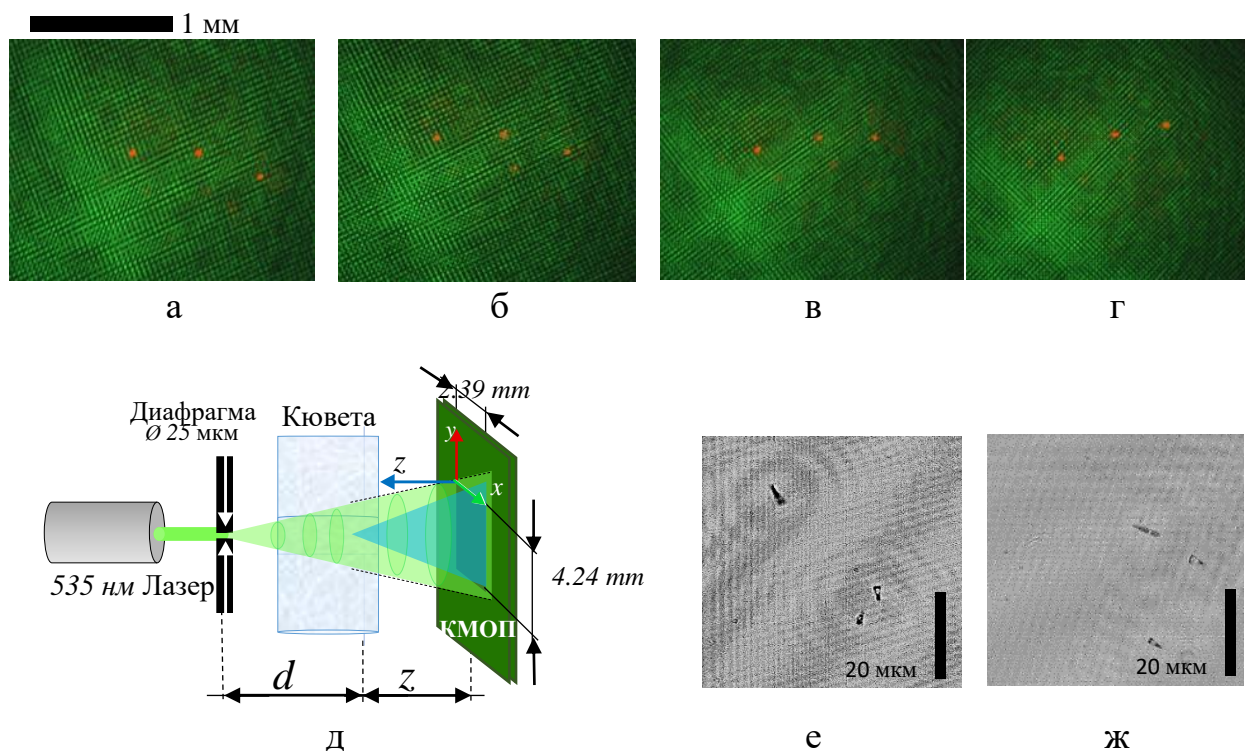


Рисунок 3 – Экспериментально полученные изображения нескольких микрочастиц, захваченной массивом «бутылочных» пучков в поперечной плоскости z . Другие параметры луча следующие: $\omega_0 = 200$ мкм, $z = 2$ см, $\lambda = 535$ нм. Каждый кадр (а – г) соответствует повороту амплитудной маски на угол 10° против часовой стрелки. Схема записи цифровой голограммы (д); восстановленные изображения микро фрагментов диатомовых водорослей, захваченных оптической ловушкой (е – г)

На рисунке 3 (е – ж) представлены численно реконструированные изображения биообъектов из цифровой голограммы. Рисунки содержат изображения трёх диатомовых водорослей, захваченных лазерным «бутылочным» пучком. Кадрированные участки изображения размером 50×50 мкм были получены из оригинальной голограммы с размерами 4.30×3.50 мм. Скорость обработки голограммы составила 5 кадров в секунду, что позволяет наблюдать за движением частиц в реальном времени. Дальнейшее увеличение производительности системы возможно за счет параллельных вычислений на графическом процессоре персонального компьютера.

Заключение

В данном исследовании нами представлен анализ методов захвата объектов микронного размера с помощью оптической ловушки с настраиваемыми свойствами в реальном времени. Кроме того, помимо реализации оптического захвата, оптические манипуляции в пространстве в сочетании с цифровой голографической микроскопией позволяют изучать изолированные частицы и их ансамбли с высокой точностью контроля положения, формы и строения.

Управление симметрией поля пучка в области захвата определяет эффективность оптической ловушки, которая может использоваться для селективного захвата микрочастиц различной массы и формы. Цифровая голографическая микроскопия позволяет сканировать кювету на различной глубине пространства с помощью одной голографической картины и точно определять местоположение исследуемых образцов в оптической ловушке. Экспериментально возможно в реальном времени регистрировать эволюцию захваченных частиц в их естественной среде, объем которой не ограничен покровным стеклом, одновременно исследуя размеры и формы захваченных оптической ловушке биообъектов.

Благодарность

Данное исследование было поддержано Программой развития Крымского федерального университета им. В. И. Вернадского на 2015 – 2024 годы (ВГ21 / 2019) при финансовой поддержке РФФИ и Совета Министров Республики Крым в соответствии с исследовательским проектом № 19-42-910010, а также стипендиальной программой Президента Российской Федерации для молодых ученых (СП-745.2019.4).

Библиографический список

1. Versatile optical manipulation system for inspection, laser processing, and isolation of individual living cells / B. Stuhmann, H. G. Jahnke, M. Schmidt [et al.] // *Review of Scientific Instruments*. – 2006. – Vol. 77, Is. 6. – P. 1–10.
2. Simpson S. H. Optical trapping of microrods: variation with size and refractive index / S. H. Simpson, H. Simon // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2011. – Vol. 28, Is. 5. – P. 850–858.
3. Bhebbhe N. A. Generation of multiple vector beams using a single hologram / N. A. Bhebbhe, C. Rosales Guzman, A. Forbes // *Proceedings of SPIE. Laser Beam Shaping XVIII*. – 2018. – Vol. 10744. – P. 1074406.
4. A vector holographic optical trap / N. Bhebbhe, P. A. C. Williams, C. Rosales-Guzmán [et al.] // *Scientific Reports*. – 2018. – Vol. 8, Is. 17387. – P. 1–9.
5. Digital holography of optical-trapped aerosol particles / G. David, Kıvanç Esat, I. Ritsch, R. Signorell [et al.] // *Communication Chemistry*. – 2018. – Vol. 1, Is. 46. – P. 1–9.
6. A photophoretic-trap volumetric display / D. E. Smalley, E. Nygaard, K. Squire [et al.] // *Nature*. – 2018. – Vol. 553. – P. 486–490.
7. Kiselev A. D. Optical trapping by Laguerre-Gaussian beams: Far-field matching, equilibria, and dynamics / A. D. Kiselev, D. O. Plutenko // *Physical Review A*. – 2016. – Vol. 94, Is. 1. – P. 1–15.
8. Toward steering a jet of particles into an x-ray beam with optically induced forces / N. Eckerskom, R. Bowman, R. Kirian [et al.] // *Proceedings of SPIE. Optical Trapping and Optical Micromanipulation XII*. – 2015. – Vol. 9548, Is. 95480H. – P. 1–12.
9. Long-distance axial trapping with Laguerre-Gaussian beams / R. Dasgupta, R. Sh. Verma, S. Ahlawat [et al.] // *Applied Optics*. – 2011. – Vol. 50, Is. 10 – P. 1469–1476.
10. Optical macro-tweezers: Trapping of highly motile micro-organisms / G. Thalhammer, R. Steiger, S. Bernet, M. Ritsch-Marte // *Journal of Optics*. – 2011. – Vol. 13, Is. 4. – P. 1–7.
11. Banerjee A. G. Optical tweezer: autonomous robots for the manipulation of biological cells / A. G. Banerjee, S. Chowdhury, S. K. Gupta // *IEEE Robots & Automation Magazine*. – 2014. – Vol. 21, Is. 3. – P. 81–88.
12. The method of polarization filtering for implementation of the optical manipulator / N. V. Shostka, O. S. Karakchieva, B. V. Sokolenko, V. I. Shostka [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1400. – P. 066028.
13. Shostka N. Generation of the trapping light structures based on vector fields / N. Shostka, O. Karakchieva, B. V. Sokolenko // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Vol. 1124, Is. 5. – P. 1–7.
14. Shostka N. V. Optical trapping and arrangement with reconfigurable “bottle” beam for digital holographic microscopy / N. V. Shostka, B. N. Sokolenko, O. S. Karakcheva [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1410. – P. 1–7.

15. Robust trapping and manipulation of airborne particles with a bottle beam / V. G. Shvedov, C. Hnatovsky, A. V. Rode, W. Krolikowski // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19, Is. 18. – P. 17350–17356.
16. Generation of vector bottle beams with a uniaxial crystal / V. G. Shvedov, C. Hnatovsky, N. Shostka, W. Krolikowski // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2013. – Vol. 30, Is. 1. – P. 1–6.
17. Fournier J.-M. R. Writing diffractive structures by optical trapping / J.-M. R. Fournier, M. M. Burns, J. A. Golovchenko // *Proceedings of SPIE. Practical Holography IX*. – 1995. – Vol. 2406, Is. 206208. – P. 101–111.
18. Design of bottle beam based on dual-beam for trapping particles in air / Z. Yang, Xinglei Lin, He Zhang [et al.] // *Applied Optics*. – 2019. – Vol. 58, Is. 10. – P. 2471–2480.
19. Porfirev A. P. Demonstration of a simple technique for controllable revolution of light-absorbing particles in air / A. P. Porfirev, A. B. Dubman, D. P. Porfiriev // *Optics Letters*. – 2020. – Vol. 45, Is. 6. – P. 1475–1478.
20. Ghebjagh S. G. Multifocal multi-value phase zone plate for 3D focusing / S. G. Ghebjagh, D. Fischer, S. Sinzinger // *Applied Optics*. – 2019. – Vol. 58, Is. 32. – P. 8943–8949.
21. Optical manipulation of particle ensembles in air / V. G. Shvedov, C. Hnatovsky, N. Shostka [et al.] // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37, Is. 11. – P. 1934–1936.
22. Optical vault: A reconfigurable bottle beam based on conical refraction of light / A. Turpin, V. Shvedov, C. Hnatovsky [et al.] // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21, Is. 22. – P. 26335–26340.
23. Ivanov M. Beam propagation a uniaxial crystal under small angle to the optical axis and arrays of bottle beams / M. Ivanov, N. Shostka // *Proceedings of SPIE. Laser Beam Shaping XV*. – 2014. – Vol. 9194, Is. 91941C. – P. 1–10.
24. Pavani S. R. P. High-efficiency rotating point spread functions / S. R. P. Pavani, R. Piestun // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16, Is. 5. – P. 3484–3489.
25. Towards superresolution imaging with optical vortex scanning microscope / J. Masajada, A. Popiołek-Masajada, J. Masajada [et al.] // *Proceedings of SPIE. Optical Measurement Systems for Industrial Inspection VIII*. – 2013. – Vol. 8788, Is. 87882V. – P. 1–10.
26. Analytical model of the optical vortex microscope / L. Plociniczak, A. Popiołek-Masajada, J. Masajada [et al.] // *Applied Optics*. – 2016. – Vol. 55, Is. 12. – P. 20–27.
27. Optical vortex phase determination for nanoscale imaging / B. Sokolenko, N. Shostka, O. Karakchieva [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Vol. 1062, Is. 1. – P. 1–10.